

# Глубокоуровневые центры в нелегированных слоях $p$ -GaAs, выращенных методом жидкофазной эпитаксии

© Л.С. Берман, В.Г. Данильченко, В.И. Корольков, Ф.Ю. Солдатенков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 2 декабря 1999 г. Принята к печати 6 декабря 1999 г.)

Исследованы глубокоуровневые центры в  $p$ - $n$ -переходах из арсенида галлия, изготовленных методом жидкофазной эпитаксии в атмосфере водорода или аргона. В  $p$ -слоях, выращенных в водороде, время жизни неосновных носителей на порядок больше, чем в  $p$ -слоях, выращенных в аргене. Показано, что в различных газовых средах образуются различные глубокоуровневые центры. В образцах, выращенных в водороде, обнаружены 2 глубокоуровневых центра, являющихся ловушками для дырок. Зависимости Аррениуса для этих центров близки к известным зависимостям для центров  $HL2$  и  $HL5$ , что позволяет идентифицировать наблюдаемые центры как  $HL2$  и  $HL5$ . В образцах, выращенных в аргене, обнаружен 1 глубокоуровневый центр — ловушка для дырок. Он идентифицирован как мышьяк в подрешетке галлия.

## 1. Введение

В настоящее время одним из основных методов получения нелегированных слоев GaAs и формирования на их основе высоковольтных  $p_0$ - $n_0$ -переходов является жидкофазная эпитаксия. Полученные таким образом  $p_0$ - $n_0$ -переходы начинают все шире использоваться для разработки быстродействующих диодов и тиристоров. Механизм формирования фоновыми примесями  $p$ - $n$ -структур на основе нелегированного GaAs рассмотрен в работах [1,2]. При этом статические и динамические характеристики приборов существенно зависят от параметров  $p$ -слоев. Поэтому целью настоящей работы было исследование границы раздела между  $n$ -подложкой и  $p$ -слоем, а также самого  $p$ -слоя.

## 2. Образцы

Выращивание высоковольтных  $p_0$ - $n_0$ -структур проводилось на  $n^+$ -подложке GaAs:Sn (концентрация доноров  $N_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема раствора-расплава в кварцевом контейнере при температурах от  $900^\circ\text{C}$  до комнатной в атмосфере водорода (группа 1) или аргона (группа 2). Изготовление образцов обеих групп было идентичным, кроме газовой среды.

В ходе роста вследствие автолегирования на подложке образуется сначала  $p$ -слой, а затем  $n$ -слой [1]. После этого  $n$ -слой стравливался, а поверх  $p$ -слоя наращивался  $p^+$ -слой GaAs:Ge (концентрация акцепторов  $N_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). На  $p^+$ - и на  $n^+$ -слои наносились омические контактные слои: Au + Zn и Au + Ge соответственно. Образцы размерами  $2 \times 2 \text{ мм}^2$  выкалывались из готовых эпитаксиальных пластин с контактными слоями.

Оценка возможной диффузии Sn из  $n^+$ -подложки показывает, что проникновением Sn в  $p$ -слой можно пренебречь и, следовательно,  $n^+$ - $p$ -переход близок в резкому.

## 3. Методика измерений

Измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ), вольт-фарадные характеристики (ВФХ), сигналы DLTS [3] и время жизни неосновных носителей. Использовалась автоматизированная установка для емкостной спектроскопии полупроводников [4]. Время жизни электронов в  $p$ -базе  $\tau_n$  измерялось методом Лэкса с учетом конечной толщины базы [5].

Концентрации мелких акцепторов  $N_{da}$  и глубокоуровневых центров (ГУЦ)  $N_i$  определялись методом ВФХ при двух температурах  $T_1, T_2$ :

а)  $T_1 > 350 \text{ K}$ , когда стационарное заполнение ГУЦ электронами или дырками успевают следовать за изменением постоянного напряжения;

б)  $T_2 < 80 \text{ K}$ , когда за все время измерений сохраняется начальное заполнение ГУЦ [6].

Параметры ГУЦ определялись методом DLTS.

В области объемного заряда (кроме слоя неполной ионизации ГУЦ —  $\lambda$ -слоя) концентрация ионизованных примесей  $N_i$  при  $T_1$  определяется из выражения

$$N_i(T_1) = N_{da} + N_{ta} - N_{d0}, \quad (1)$$

а при  $T_2$  и при возрастании обратного напряжения от 0 — из выражения

$$N_i(T_2) = N_{da} - N_{td} - N_{d0}, \quad (2)$$

где  $N_{da}$  — концентрация легирующей примеси (мелких акцепторов),  $N_{ta}, N_{td}$  — соответственно концентрация глубокоуровневых акцепторов и доноров в нижней половине запрещенной зоны,  $N_{d0}$  — концентрация доноров в верхней половине запрещенной зоны.

Вычитая (2) из (1), находим концентрацию ГУЦ в нижней половине запрещенной зоны:

$$N_i(T_1) - N_i(T_2) = N_{ta} + N_{td}. \quad (3)$$

## 4. Результаты измерений и их обсуждение

### 4.1. Образцы группы 1

Для всех образцов  $N_i(T_1)$  находилась в пределах  $(0.9-1.2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и мало изменялась в пределах толщины области объемного заряда  $w = 1.2-5.1 \text{ мкм}$ .

При  $T_1 = 350 \text{ К}$  значение  $w$ , найденное из формулы

$$C_m = \varepsilon / Aw, \quad (4)$$

совпадает (погрешность 10%) со значением, вычисленным по формуле для резкого  $n^+ - p$ -перехода

$$w = \sqrt{\frac{2\varepsilon(V + V_{bi})}{qN_i(T_1)}}, \quad (5)$$

где  $C_m$  — экспериментальное значение емкости,  $A$  — площадь  $n^+ - p$ -перехода,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость,  $V$  — обратное напряжение,  $V_{bi}$  — контактная разность потенциалов между областями  $n^+$  и  $p$ ,  $q$  — заряд электрона. Этот результат подтверждает, что  $n^+ - p$ -переход действительно близок к резкому.

Исследование температурных зависимостей емкости при постоянных обратных напряжениях показало, что для некоторых образцов в интервале температур  $T = 260-330 \text{ К}$  наблюдалось значительное изменение измеряемой емкости  $C_m$ . На рис. 1 приведены зависимости  $C_m(T)$  для одного из таких образцов при различных обратных напряжениях (кривые 1-3). Эти зависимости обусловлены наличием перекомпенсированного слоя в базе диода: сопротивление слоя резко возрастает при охлаждении. Используя значения  $C_m$  при  $T > 350 \text{ К}$  и при  $T < 200 \text{ К}$ , определяем емкость и толщину перекомпенсированного слоя  $d$  для данного образца. В интервале обратных напряжений  $5 < V < 20 \text{ В}$  значения  $d$  не зависят от напряжения:  $d = 5.2 \pm 0.3 \text{ мкм}$ . Этот результат показывает, что между перекомпенсированным слоем и

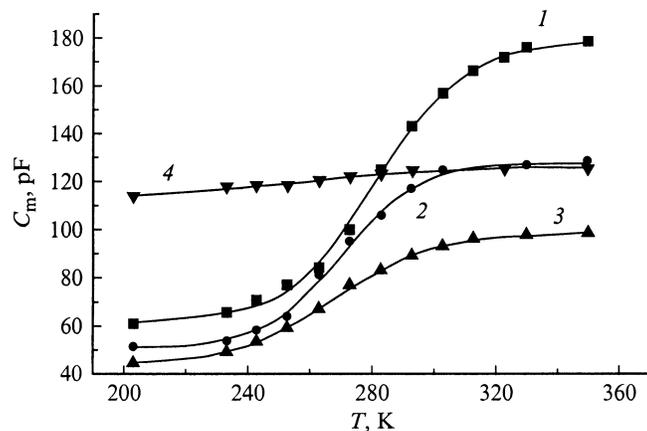


Рис. 1. Температурные зависимости измеренной емкости  $C_m$  для образцов группы 1 при обратных напряжениях  $V$ , В: 1 — 5, 2 — 10, 3, 4 — 20.

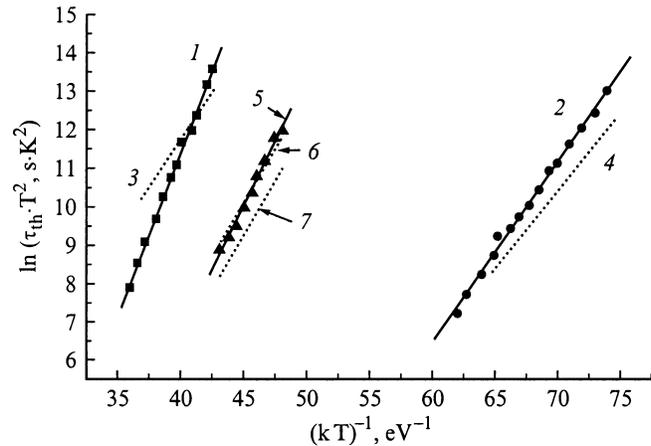


Рис. 2. Зависимости Аррениуса. Образец группы 1: 1 — ГУЦ1, 2 — ГУЦ2 (наши результаты); 3, 4 — центры *HL2* и *HL5* (*HB5*) соответственно по данным работы [8]. Образец группы 2: 5 — ГУЦ3, 6 — Fe в GaAs по данным работы [13], 7 — As в подрешетке Ga по данным работы [14].

областью объемного заряда имеется слабо компенсированный слой, что объясняется плавным уменьшением концентрации легирующей примеси в глубь базы. На рис. 1 приведена также зависимость  $C_m(T)$  для другого образца группы 1 (кривая 4). Наблюдаемая слабая температурная зависимость емкости, характерная для барьерной емкости [7], указывает на отсутствие перекомпенсированного слоя. Поскольку разброс значений  $N_i(T_1)$  мал (см. выше), наличие или отсутствие перекомпенсированного слоя обусловлено, по-видимому, разбросом значений  $N_{td}$  по площади пластины.

Для тех образцов, где нет перекомпенсированного слоя, при  $T = 80 \text{ К}$  из ВФХ было найдено  $N_i(T_2) = (0.2-0.3) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , далее из (3) находим  $N_{ta} + N_{td} = (0.7-0.8) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

Для тех образцов, где отсутствовал перекомпенсированный слой, были измерены сигналы DLTS в интервале температур  $80 < T < 350 \text{ К}$ . В интервале  $230 < T < 350 \text{ К}$  после переключения от 0.1 до 10 В наблюдались два пика DLTS, идентичные для всех образцов; эти пики соответствуют двум ГУЦ — ловушкам для дырок. По этим пикам были найдены температурные зависимости времени термоэмиссии дырок  $\tau_{th}(T)$  (зависимости Аррениуса) для двух ГУЦ (рис. 2, прямые 1 и 2). Пренебрегая температурными зависимостями сечений захвата дырок, определяем для этих двух центров энергии ионизации  $E_{i1}, E_{i2}$ , сечения захвата дырок  $\sigma_{p1}, \sigma_{p2}$ , а также концентрации  $N_{i1}, N_{i2}$ :  $E_{i1} = E_v + (0.83 \pm 0.02) \text{ эВ}$ ,  $N_{i1} = 0.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $\sigma_{p1} = 10^{-(14 \pm 1)} \text{ см}^2$ ,  $E_{i2} = E_v + (0.47 \pm 0.02) \text{ эВ}$ ,  $N_{i2} = 0.4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $\sigma_{p2} = 10^{-(12 \pm 1)} \text{ см}^2$ . Таким образом, имеем  $N_{i1} + N_{i2} \approx N_{ta} + N_{td}$ , т.е. результаты измерений концентраций ГУЦ методами ВФХ и DLTS совпадают.

После переключения от прямого напряжения, соответствующего току 10 мА, до обратного напряжения 10 В

были получены те же сигналы DLTS. Зависимости Аррениуса для обоих ГУЦ близки к приводимым в обзорах и справочниках [8–12] зависимостям для центров *HL2* (*B*) и *HL5* (*HB5, A*) (рис. 2, прямые 3 и 4). Известно, что центры *HL2* и *HL5* наблюдаются в ряде слоев GaAs, выращенных методом жидкофазной эпитаксии в атмосфере  $H_2$  (см., например, [2,8,11]). Заметим, что в упомянутых работах имеется значительный разброс приводимых значений энергий ионизации и сечений захвата. Возможно, что этот разброс обусловлен различными условиями выращивания [11]. Другая возможная причина разброса параметров, приводимых в литературе, та, что даже незначительная погрешность при измерении зависимости Аррениуса может привести к существенной погрешности значений энергии ионизации и сечения захвата. На основании проведенного анализа мы предполагаем, что наблюдаемые нами центры ГУЦ1 и ГУЦ2 идентичны центрам *HL2* и *HL5* соответственно.

Значения  $\tau_n$  при плотности тока  $1\text{--}10\text{ А/см}^2$  равны  $200\text{--}250$  нс. Для центра *HL5* сечение захвата электрона составляет  $\sigma_n = 8 \cdot 10^{-17}\text{ см}^2$ , а для *HL2* —  $\sigma_n = 2 \cdot 10^{-19}\text{ см}^2$  при  $T = 300\text{ К}$  [15]. Используем известную формулу  $\tau_n = (\sigma_n v_{Tn} N_i)^{-1}$ , где  $v_{Tn}$  — тепловая скорость электронов ( $v_{Tn} = 4.5 \cdot 10^7\text{ см/с}$  при  $T = 300\text{ К}$ ). Тогда при концентрации центров  $N_i = 0.4 \cdot 10^{15}\text{ см}^{-3}$  имеем  $\sigma_n \approx 700$  нс, и, таким образом, в наших образцах *HL5* является эффективным рекомбинационным центром.

## 4.2. Образцы группы 2

Путем аналогичных измерений определена величина  $N_i(T_1) = (2\text{--}3) \cdot 10^{15}\text{ см}^{-3}$ . Слабая температурная зависимость емкости (температурный коэффициент емкости равен  $2 \cdot 10^{-4}\text{ град}^{-1}$ ) указывает на отсутствие перекомпенсированного слоя в базе. В интервале  $80 < T < 350\text{ К}$  наблюдался один пик DLTS, по которому была определена зависимость  $\tau_{th}(T)$  (рис. 2, прямая 5). Для этого центра (ГУЦ3) определяем энергию ионизации  $E_i = E_v + (0.62 \pm 0.02)\text{ эВ}$ ,  $N_i = 0.2 \cdot 10^{15}\text{ см}^{-3}$ . Зависимость  $\tau_{th}(T)$  совпадала (с погрешностью менее 15%) с зависимостью  $\tau_{th}(T)$  для железа в GaAs [13] (рис. 2, прямая 6). Однако известно, что железо редко встречается как остаточная примесь в эпитаксиальных слоях GaAs [16]. Это объясняется малым коэффициентом сегрегации железа (порядка  $10^{-7}$ ) при температурах эпитаксиального роста ( $T < 800\text{--}900^\circ\text{С}$ ) [13]. Используя это значение коэффициента сегрегации, можно показать, что концентрация железа в наших эпитаксиальных слоях не может превышать  $10^{11}\text{ см}^{-3}$ . На рис. 2 (прямая 7) приведена также зависимость  $\tau_{th}(T)$  для ГУЦ, который обозначен как *HM1* и, предположительно, является дефектом перестановки (мышьяком в подрешетке галлия) [14]. Для этого ГУЦ (при заданной температуре)  $\tau_{th}$  приблизительно в 2 раза меньше, чем для наблюдаемого ГУЦ3. Однако в работе [14] использовались диоды Шоттки с концентрацией мелкой примеси в базе  $(5\text{--}10) \cdot 10^{16}\text{ см}^{-3}$ ; это означает, что уже при

обратных напряжениях в несколько вольт поле достигает нескольких единиц  $10^5\text{ В/см}$ , а в таких полях может иметь место ускорение термоэмиссии в несколько раз [6,17]. На этом основании мы идентифицируем ГУЦ3 не как железо, а, предположительно, как *HM1*, т.е. мышьяк в подрешетке галлия.

Время жизни электронов при плотности тока  $1\text{--}50\text{ А/см}^2$  составляет  $\tau_n = 25\text{--}30$  нс.

Таким образом, в образцах групп 1 и 2 образуются различные ГУЦ, хотя условия изготовления этих образцов идентичны, за исключением газовой среды. Рассмотрим возможные причины этих различий. Дело в том, что при проведении процессов выращивания в потоке водорода происходит насыщение слоев GaAs из расплава Ga кремнием, кислородом и их соединениями в основном за счет реакции восстановления кварца водородом с образованием окиси кремния и паров воды. В результате содержание кремния и кислорода в неактивном состоянии в слоях нелегированного GaAs может достигать  $10^{17}\text{--}10^{18}\text{ см}^{-3}$ . При выращивании GaAs в атмосфере аргона загрязнения расплава Ga этими элементами должно быть значительно меньше. Это приводит к существенному различию примесного фона в расплаве Ga и, следовательно, в слое GaAs при выращивании в потоке  $H_2$  и Ar.

Известно также, что тип и концентрация примесей оказывают дополнительное воздействие на концентрацию электрически активных дефектов. Кроме того, кремний и кислород являются активными комплексообразователями. Все это дает основания полагать, что появление ГУЦ1 (*HL2*) и ГУЦ2 (*HL5*) в образцах группы 1 связано с влиянием кремния и кислорода, а также предположить, что ГУЦ1 и ГУЦ2 могут содержать атомы этих элементов. Согласно [18], концентрации *HL2* и *HL5* определяются главным образом температурой выращивания в  $H_2$ ; однако наши результаты указывают на существенное влияние примесей на концентрации этих ГУЦ (при прочих равных условиях).

## 5. Заключение

Все  $n^+ - p$ -переходы близки к резким.

В  $p$ -слоях, выращенных в водороде и в аргоне, образуются различные ГУЦ, причем в последних концентрация ГУЦ меньше, что объясняется значительно меньшей концентрацией кислорода и кремния. Глубокоуровневые центры в образцах, выращенных в водороде, по-видимому, идентичны центрам *HL2* и *HL5*, а в образцах, выращенных в аргоне, идентичны мышьяку в подрешетке галлия (*HM1*).

Отсутствие глубокоуровневых центров *HL2* и *HL5* в образцах, выращенных в аргоне, указывает на существенное влияние примесной среды на образование этих центров. В образцах, выращенных в аргоне, время жизни неосновных носителей меньше, чем в образцах, выращенных в водороде.

## Список литературы

- [1] В.Г. Никитин, И. Рачинска, Е.Р. Сеель, М.Н. Степанова, Д.Н. Третьяков, Т.П. Федоренко. *Тез. докл. 3-й Всес. конф. по физическим процессам в полупроводниковых гетероструктурах* (Одесса, 1982) т. 2, с. 146.
- [2] М.М. Соболев, П.Н. Брунков, С.Г. Конников, М.Н. Степанова, В.Г. Никитин, В.П. Улин, А.Ш. Долбая, Т.Д. Камушадзе, Р.М. Майсурадзе. *ФТП*, **23**, 1058 (1989).
- [3] D.V. Lang. *J. Appl. Phys.*, **45**, 3023 (1974).
- [4] Л.С. Берман, А.Д. Ременюк, М.Г. Толстобров. Препринт № 974 (Л., ФТИ, 1985).
- [5] Ю.Р. Носов. *Физические основы работы полупроводниковых диодов в импульсном режиме* (М., Наука, 1968).
- [6] Л.С. Берман, А.А. Лебедев. *Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках* (Л., Наука, 1981).
- [7] Л.С. Берман. *Введение в физику варикапов* (Л., Наука, 1968).
- [8] A. Mitoneau, G.M. Martin, A. Mircea. *Electron. Lett.*, **13**, 666 (1977).
- [9] Landolt-Börstein. New Series, v. 22b: *Impurities and Deep Defects in Group IV Elements and III-V Compounds* (Springer Verlag, 1989).
- [10] J.C. Bourgoin, H.T. Bardeleben, D. Stievenard. *J. Appl. Phys.*, **64**, R65 (1988).
- [11] D. Pons, J.C. Bourgoin. *J. Phys. C: Sol. St. Phys.*, **18**, 3839 (1985).
- [12] F. Hasegawa, A. Majerfield. *Electron. Lett.*, **11**, 286 (1975).
- [13] M. Kleverman, P. Omling, L.-A. Ledebro, H.C. Grimmeis. *J. Appl. Phys.*, **54**, 814 (1983).
- [14] G. Lagovski, D.G. Lin, T.P. Chen, M. Skowronski, H.G. Gatos. *J. Appl. Phys.*, **47**, 929 (1985).
- [15] С.Н. Henry, D.V. Lang. *Phys. Rev. B*, **15**, 989 (1977).
- [16] В.М. Андреев, Л.М. Долгинов, Д.Н. Третьяков. *Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов* (М., Сов. радио, 1975).
- [17] L.S. Berman. *Purity Control of Semiconductors by the Method of Capacitance Transient Spectroscopy* (St.Petersburg, 1995).
- [18] С.И. Пономарев, А.Б. Райцын, Т.В. Россина, Е.Р. Сеель, М.Н. Степанова, Д.Н. Третьяков. *Тез. докл. 7-й Всес. конф. по процессам роста и синтеза полупроводниковых кристаллов и пленок* (Новосибирск, 1986) ч. 2, с. 246.

Редактор Л.В. Шаронова

Deep level centers in undoped  $p$ -type GaAs layers grown by liquid phase epitaxy

L.S. Berman, V.G. Danil'chenko, V.I. Korol'kov, F.Yu. Soldatenkov

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St.Petersburg, Russia

**Abstract** Deep level centers in GaAs  $p$ - $n$  junctions produced by liquid phase epitaxy in hydrogen or argon atmosphere were investigated. Minority carrier lifetimes in  $p$ -type layers grown in hydrogen are one order higher than those in  $p$ -type layers grown in argon. It is shown that layers grown in different flowing gases have different deep level centers. In samples, grown in hydrogen, two deep level centers were found, which act as hole traps. Their Arrhenius dependencies are close to those of  $HL2$  and  $HL5$  centers; this allows us to identify these centers presumably as  $HL2$  and  $HL5$ . In samples grown in argon only one deep level center was found, which represents a hole trap. Presumably, it can be a  $As_{Ga}$  antisite.